Цена 1 руб. 40 коп.

МИНИСТЕРСТВО ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ СССР
МОСКОВСКИЙ ИНЖЕНЕРНО-ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

СБОРНИК НАУЧНЫХ РАБОТ СТУДЕНТОВ

МОСКВА
1959

МИНИСТЕРСТВО ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ СССР
МОСКОВСКИЙ ИНЖЕНЕРНО-ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

СБОРНИК НАУЧНЫХ РАБОТ СТУДЕНТОВ

МОСКВА
1959

ПРЕДИСЛОВИЕ

Настоящий сборник возобновляет издание студенческих работ, выполненных во время учебно-исследовательских занятий и дипломного проектирования.

В сборник включены четыре работы.

Три из них выполнены на кафедрах института под научным руководством и при непосредственном участии преподавателя К. Г. Финогенова и научного сотрудника Ю. В. Филиновского.

Четвертая статья представляет собой обзор доцента В. М. Галицкого и студента В. А. Машинина «Некоторые проблемы теории элементарных частиц», в котором обсуждаются актуальные вопросы теоретической физики, в частности, идеи В. Гайзенберга, изложенные им в серии недавно опубликованных статей.

НЕКОТОРЫЕ ПРОБЛЕМЫ ТЕОРИИ ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ

В. М. Галицкий, В. А. Машинин

В статье делается попытка обзора некоторых основных вопросов теории элементарных частиц. В частности, рассматриваются идеи, предложенные недавно Гайзенбергом.

I. Введение

20-е столетие ознаменовалось бурным развитием естественных наук, в частности физики. Создание таких важнейших теорий, как квантовая механика (Шредингер, Гайзенберг и др.) и теория относительности (Эйнштейн), вплотную приблизило физику к ее основной задаче — построению теории элементарных частиц. Построить теорию элементарных частиц, значит объяснить — почему в природе существуют именно те частицы, которые мы наблюдаем на опыте, почему эти частицы так взаимодействуют друг с другом, почему они обладают такими свойствами. В частности, эта теория должна позволить теоретически рассчитать наблюдаемые массы, заряды, спины частиц и т. д.

В настоящее время все существующие в природе частицы мы делим на два класса: элементарные и составные. К числу элементарных частиц мы относим легкие частицы (электрон, позитрон, нейтрино и антинейтрино), мезоны (μ-, π-, k-мезоны), нуклоны (протон и нейтрон) и гипероны (Λ-, Ξ-, Σ-частицы). К числу составных — ядра, атомы, малекулы и т. д. Такое разделение основано на том, что составные частицы представляют собой определенные комбинации различных элементарных частиц — их связанные состояния. Возможность существования таких связанных состояний обусловлена взаимодействием элементарных частиц между собой. Так, например, сильное ядерное взаимодействие между нуклонами приводит к образованию связанных состояний различного числа нейтронов и протонов, т. е. атомных ядер. Электромагнитное взаимодействие электронов с ядрами приводит к образованию связанных состояний электронов в поле ядер, т. е. к образованию атомов и молекул.

Современная квантовая механика позволяет, по крайней мере принципиально [1]), рассчитать энергии, спины, магнитные моменты и другие свойства ядер и атомов, давая таким образом полную теорию составных частиц.

С совершенно иным положением мы сталкиваемся, когда переходим к элементарным частицам. Все предпринимавшиеся до сих пор попытки построить теорию этих частиц оказывались неудачными. Эти неудачи носят не количественный, а глубоко принципиальный характер.

Причина неудач кроется в том, что физики пытаются распространить известные законы взаимодействия и движения частиц на случай малых расстояний. Это приводит к появлению в теории бессмысленных бесконечных выражений.

II. Трудности современной теории

Нерелятивистская механика рассматривает системы с неизменным числом частиц. Единственными процессами, которые могут происходить в таких системах, являются процессы, в которых меняются состояния частиц, т. е., например, их импульсы.

Акт, при котором две частицы взаимно изменили свои импульсы, мы называем взаимодействием. Переходя к случаю больших энергий, мы обнаруживаем, что наряду с указанными выше процессами первого типа могут осуществляться и другие, в которых происходит рождение и уничтожение частиц. Например, электрон и позитрон могут аннигилировать с испусканием двух квантов и т. д. Существование процессов рождения и уничтожения частиц показывает, что эти частицы не являются независимыми — между ними существует особого рода взаимодействие, в результате которого одни частицы могут переходить в другие. Нетрудно видеть, что эти взаимодействия второго типа являются основными, первоначальными, в результате последовательности которых автоматически возникают взаимодействия первого типа. Проследим это на примере кулоновского взаимодействия. Процессами, приводящими к появлению кулоновского взаимодействия, являются рождение и поглощение кванта заряженными частицами. Вследствие закона сохранения импульса при излучении и поглощении кванта импульс заряженной частицы меняется. Рассмотрим теперь сложный процесс, в котором квант, испущенный одной заряженной частицей, поглощается другой. В результате этого процесса произошло взаимное

[1]) В ряде случаев чисто математические трудности не позволяют довести до конца количественное решение задачи.

изменение импульсов заряженных частиц, так как импульс, унесенный квантом от первой частицы, был передан второй. Таким образом, обмен квантами приводит к возникновению взаимодействия между заряженными частицами—кулоновского взаимодействия. Аналогично, обмен мезонами приводит к возникновению ядерных сил между нуклонами и т. д. Следовательно, постулируя в системе частиц процессы взаимодействия второго типа, мы тем самым автоматически вводим и первый тип взаимодействия.

Рассмотрим физическую систему, представляющую собой совокупность определенных типов частиц (полей), взаимодействующих между собой (в соответствии со сказанным выше предполагается, что эти взаимодействия второго типа). Частицы каждого вида могут присутствовать в любом количестве. Например, в квантовой электродинамике рассматривается система, состоящая из произвольного числа электронов, произвольного числа позитронов и произвольного числа квантов. В качестве взаимодействия возьмем взаимодействие электронов с квантами (это взаимодействие необходимо для описания процессов поглощения, рождения квантов электронами), позитронов с квантами и, наконец, взаимодействие электрона и позитрона с квантом (это взаимодействие необходимо для описания процессов рождения пар и аннигиляции). Эти три взаимодействия описываются в квантовой электродинамике в терминах рождения и уничтожения соответствующих частиц. Так, первое взаимодействие, в котором электрон переходит из состояния с одним импульсом в состояние с другим импульсом с излучением или поглощением кванта, описывается как уничтожение электрона в одном состоянии, рождение электрона в другом состоянии и рождение или уничтожение кванта. Третье взаимодействие записывается в этих терминах как уничтожение электрона и позитрона и рождение одного или нескольких квантов и т. д. Указанные выше взаимодействия являются первичными, элементарными взаимодействиями. Реальные процессы, соответствующие этим взаимодействиям, запрещены законами сохранения энергии — импульса. Так, первому взаимодействию отвечает процесс излучения электроном кванта, меняющий импульс электрона без каких-либо изменений состояния других частиц. Такой процесс невозможен, что видно из существования системы координат, в которой первоначальный электрон покоится. Все реальные физические процессы есть последовательность таких элементарных первичных взаимодействий. Например, рассеяние электрона на электроне возникает как результат двух актов элементарных взаимодействий. В первом из них один из имеющихся электронов излучает квант, переходя в конечное состояние. Во втором — квант, излученный первым электроном, поглощается другим, в результате чего состояние последнего также меняется. Тормозное излучение при столкновении двух электронов возникает в результате трех актов элементарного взаимодействия.

Описанные выше процессы можно иллюстрировать следующими графиками: движение электрона или позитрона будем изображать сплошной линией, распространение кванта — пунктирной. В элементарных взаимодействиях электрон или позитрон меняют свое состояние, что условно отражено на графиках изменением направления сплошной линии. Рождению или уничтожению фотона в элементарном взаимодействии соответствует начало или конец процесса распространения фотона, т. е. начало или конец пунктирной линии (см., например, рис. 1). В качестве примера на рис. 2 изображен график, отвечающий рассеянию электрона на электроне.

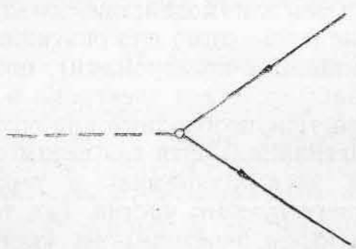


Рис. 1.

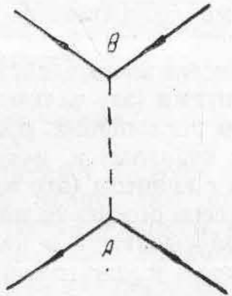


Рис. 2.

Все реальные процессы можно разделить по числу актов элементарных взаимодействий, необходимых для осуществления данного процесса. Число элементарных актов называется порядком данного процесса. Покажем, что вероятность процесса пропорциональна e^{2n}, где n — порядок процесса, а e — заряд электрона. Действительно, энергия электромагнитного поля, излучаемого электроном, движущимся заданным образом, пропорциональна e^2. Так как энергия одного кванта равна $\hbar\omega$, то число квантов, излученных электроном, равно энергии поля, деленной на $\hbar\omega$, т. е. также пропорционально e^2. В квантовой электродинамике на смену классическому понятию числа квантов приходит вероятность излучения кванта данной частоты, причем среднее число квантов равно (для малых энергий последних) классическому значению. В каждом элементарном акте взаимодействия может излучаться (поглощаться) один квант, т. е. начинаться или кончаться одна пунктирная линия. Поэтому среднее число квантов, испущенное в акте элементарного взаимодействия, есть

$$\hbar = 1 \cdot w,$$

где w есть вероятность излучения кванта. Отсюда следует, что вероятность, так же как и среднее число квантов, пропорциональна e^2. Для осуществления процесса n порядка необходимо осуществление всех n актов элементарного взаимодействия, а так как вероятность каждого из них пропорциональна e^2, то вероятность всего процесса будет пропорциональна e^{2n} Проиллюстрируем сказанное выше простейшими примерами. Рассеяние электрона на электроне или позитроне есть, как это видно из графика рис. 2, процесс второго порядка, следова-

Рис. 3.

тельно, вероятность (или сечение) этого процесса пропорциональна e^4. С другой стороны, из классической механики мы знаем, что сечение рассеяния двух заряженных частиц выражается известной формулой Резерфорда и также пропорционально e^4. Аналогичное совпадение имеем и для рассеяния кванта на электроне, классическое сечение которого дается формулой Томпсона $\sigma = \frac{8\pi}{3}\left(\frac{e^2}{mc^2}\right)^2$.

Уравнения квантовой электродинамики включают четыре мировых постоянных e, $\hbar$ c, m. В безразмерных переменных увеличение порядка процесса должно приводить к появлению безразмерного множителя, пропорционального e^2. Из имеющихся констант можно составить лишь одну такую величину:

$$\alpha = \frac{e^2}{\hbar c} = \frac{1}{137}.$$

Поэтому процесс n порядка будет пропорционален α^n. Например, томпсоновское сечение равно $\frac{8\pi}{3}\,\alpha$ (единицей для сечения в этих безразмерных единицах является выражение $\left(\frac{\hbar}{mc}\right)^2$, $\frac{\hbar}{mc}$ — комптоновская длина волны электрона).

Мы видим, что увеличение порядка процесса, т. е. дополнительный учет взаимодействия, приводит к появлению дополнительных степеней малой величины α. Метод решения, основанный на разложении выражений по степеням малой величины, характеризующей взаимодействие, называется теорией возмущений. Применимость этой теории, означающей малость взаимодействия, оправдывается в случае квантовой электродинамики малостью постоянной тонкой структуры $\frac{\hbar c}{e^2} = \frac{1}{137}$.

Таким образом, мы приходим к выводу о малости взаимодействия частиц между собой. Полностью пренебрегая взаимодействием, получим систему невзаимодействующих электронов, позитронов и фотонов. Такие частицы называются «голыми», а их массы и заряды — «затравочными». Учет взаимодействий приводит к различным реальным процессам, происходящим с «голыми» частицами. Однако учет взаимодействий приводит не только к возникновению реальных процессов, но и к изменению самих понятий частиц. Так, например, среди процессов второго порядка есть процесс, отвечающий графику рис. 3. В этом процессе квант, излученный электроном, им же и поглощается. При движении электрона такой процесс повторяется многократно, т. е. движущийся электрон остается «голым» только часть времени. В остальную часть времени в пространстве присутствуют кванты. Аналогично этому, распространяясь, фотон может на время родить пару, которая, саннигилировав, даст снова прежний фотон (рис. 4). В этом случае в течение части времени в пространстве вместо фотона присутствует пара.

Рис. 4.

Следовательно, в результате учета взаимодействия на смену «голым» частицам приходят более сложные образования. Эти образования называются «физическими частицами». С физическими частицами могут происходить те же процессы, какие возможны у «голых» частиц. Например, на рис. 5 приведен один из графиков, описывающих рассеяние двух физических электронов. Таким образом, физические частицы также должны характеризоваться массой и зарядом, которые мы будем называть реальными. Происходящие в природе процессы есть процессы, происходящие с физическими частицами. Наблюдаемая масса и заряд есть масса и заряд физических частиц.

Таким образом, в существующих теориях уравнения формулируются в терминах «голых» частиц. Реальные физические объекты возникают лишь в результате решения уравнений. Поэтому возникает вопрос, какие массы и заряды приписать «голым» частицам для того, чтобы физические частицы имели экспериментальные значения массы и заряда. Иначе, как связаны между собой массы и заряды «голых» частиц и массы и заряды физических частиц.

Трудности современной квантовой теории поля заключаются в том, что функциональная связь между e_0, m_0 и e, m содержит бесконечные выражения. Так при любой конечной массе «голых» частиц массы физических частиц оказываются бесконечными и при любом конечном, действительном заряде e_0 заряд физической частицы оказывается равным нулю.

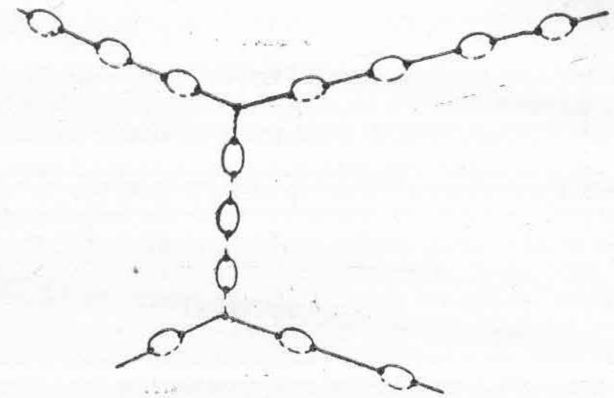


Рис. 5.

Убедимся в этом на простейших примерах. Добавка к массе частицы есть та дополнительная энергия, которую частица приобретает в результате взаимодействия с электромагнитным полем (см. рис. 3). Как мы видели, этот график соответствует процессу, в котором квант, испущенный частицей, поглощается затем той же частицей, т. е. электромагнитное поле, созданное частицей, воздействует на саму же частицу. Иначе, дополнительная энергия (масса) частицы, отвечающая этому графику, есть энергия частицы в созданном ею же поле. Энергия частицы, например, в чисто электрическом поле, равна $e_0\varphi(\mathbf{r}_0)$, где $\mathbf{r}_0$ — радиус-вектор частицы, $\varphi(\mathbf{r})$ — потенциал электрического поля, созданного частицей $\left(\text{он равен } \frac{e_0}{|r-r_0|}\right)$. Подставляя $\mathbf{r}$ вместо $\mathbf{r}_0$, получаем дополнительную энергию частицы:

$$\Delta(mc^2) = \frac{e_0^2}{0} = \infty \cdot e_0^2. \quad (1)$$

Более последовательная теория, учитывающая вазимодействия электрона с электронно-позитронным вакуумом, приводит к несколько иному выражению:

$$\Delta(mc^2) = \frac{e_0^2}{\hbar/m_0 c} \ln\left(\frac{1}{0}\right) = mc^2 \frac{e_0^2}{\hbar c} \cdot \ln(\infty). \quad (2)$$

Таким образом, полная масса физической частицы есть

$$m = m_0 \left[1 + \frac{e_0^2}{\hbar \cdot c} \ln(\infty)\right]. \quad (3)$$

Нетрудно обнаружить также обращение в нуль физического заряда частицы e. Действительно, находясь в какой-либо точке, электрон своим электромагнитным полем рождает в пространстве вокруг себя электронно-позитронные пары (такой процесс называется поляризацией вакуума). Рожденные электроны, отталкиваясь от первоначального электрона, уходят на большие расстояния, а позитроны окружают первоначальный электрон облаком положительного заряда, экранирующего заряд первоначального электрона e_0. В результате комплекс «голого» электрона и позитронного облака, представляющий собой физическую частицу, оказывается нейтральным ($e = 0$):

$$e^2 = \frac{e_0^2}{1 + k\frac{e_0^2}{\hbar c}\cdot \ln(\infty)}, \tag{4}$$

где k — некоторый численный коэффициент.

Таким образом, начиная с уравнений, в которых «голые» частицы имеют конечные, действительные массы и заряды, мы придем в результате решения этих уравнений к физическим частицам, имеющим бесконечные массы и заряды, равные нулю. Это означает, в частности, что физические частицы не будут взаимодействовать с электромагнитным полем, т. е. что они совершенно не соответствуют тем реальным частицам, которые мы наблюдаем в природе. Таким образом, мы не можем сформулировать первоначальные уравнения так, чтобы они последовательно описывали физические явления. Не имея, однако, последовательной теории, мы научились все же в ряде случаев получать правильные физические результаты с помощью метода перенормировок [1]. В настоящее время этот метод не связан органически с теорией, т. е. не вытекает из уравнений, а носит скорее характер рецепта, подобно методу квантования Бора, согласно которому на *классическое решение* уравнения движения накладывались определенные *квантовые условия*. Возможно, метод перенормировок будет обоснован будущей теорией в том же смысле, в каком в настоящее время квантовая механика дает как приближенный метод решения уравнения Шредингера, метод квантования Бора.

В теории, к которой применим метод перенормировок, такие теории называются перенормируемыми (например, квантовая электродинамика); бесконечные выражения, появляющиеся в каждом новом порядке взаимодействия, представляют собой бесконечности, дающие поправки к энергии частицы и добавки к ее заряду (разложение формулы (4) по «малой» величине $\frac{e^2}{\hbar c}\ln(\infty)$ представляет собой ряд с бесконечными членами, сумма же этого ряда мала или равна нулю).

Таким образом, в перенормируемой теории все бесконечности можно представить в виде бесконечных отношений $\Delta m/m$ и $\Delta e^2/e^2$. Метод перенормировок состоит в том, что мы не учитываем этих добавок к массе и заряду, считая, что они неотделимы от массы и заряда электрона. Например, сумма массы «голого» электрона (не взаимодействующего с нулевыми колебаниями электромагнитного вакуума) и даваемой теорией бесконечной электромагнитной массы, обусловленной взаимодействием с этим полем, на самом деле конечна и представляет собой общую экспериментально наблюдаемую массу электрона. Основываясь на этом методе, мы выделяем бесконечные выражения типа $\Delta m/m$, $\Delta e^2/e^2$ и полагаем их равными нулю, оставшиеся же части (обязательно конечные) дают так называемые «радиационные поправки» к наблюдаемым процессам (например, лембовский сдвиг уровней атома водорода, поправка к магнитному моменту электрона ([1], стр. 369, 357; [2], стр. 382). В ряде случаев эти радиационные поправки измерены на опыте. Результаты этих измерений прекрасно согласуются с вычисленными значениями.

Таким образом, метод перенормировок позволяет с любой степенью точности вычислить значение любой наблюдаемой величины, кроме массы и заряда частицы. Отказ от вычисления массы и заряда частиц есть, по существу, тот принцип, на котором основан метод перенормировок. Поэтому в вопросах, связанных с теорией элементарных частиц, мы не можем пользоваться методом перенормировок, так как он выбрасывает как раз ту связь между m_0 и m и e_0 и e, которая нас здесь в первую очередь интересует. Следует заметить еще, что существуют также так называемые «неперенормируемые» теории ([3], стр. 366), в которых в каждом следующем порядке взаимодействия возникают новые типы расходимостей, не сводящиеся к бесконечным поправкам массы и заряда частицы. К таким теориям относятся квантовая мезодинамика (в случае псевдовекторной связи) и теория слабых взаимодействий.

Теперь возникает вопрос, как построить теорию, свободную от бесконечностей. Одно из первых соображений заключается в следующем: бесконечные выражения получаются при решении уравнений с помощью теории возмущений (в виде разложений по степеням малой величины $e^2/\hbar c$). В этом случае каждый следующий член ряда учитывает взаимодействия более высокого порядка. Не может ли быть, однако, так, что в сумме всего ряда бесконечности взаимно погашаются, и весь ряд является уже конечным? Иначе говоря, не могут ли быть бесконечности следствием не физического порока теории, а математического метода решений уравнений? К сожалению, это соображение является неправильным. Согласно теореме, доказанной Леманом, точные подынтегральные функции, стоящие в расходящихся интегралах, ведут себя при больших значениях импульса (расходимость на которых и приводит к бесконечностям) так же, как и приближенные, используемые в теории возмущений.

Другой возможностью освободиться от бесконечностей является «размазывание» частиц ([3], стр. 205—302). В такой теории элементарным частицам приписываются конечные размеры. Нетрудно видеть, что добавка к массе такой частицы будет уже конечной. Так, например, если заряд распределен по шару радиуса a, добавка к массе равна, как известно из электродинамики, $\frac{3}{5} \cdot \frac{e^2}{ac^2}$. Электромагнитное поле будет взаимодействовать с частицей не в какой-либо одной точке, как в случае точечных частиц, а в целой области, по которой распределен заряд частицы. Поэтому такие теории называются «нелокальными». В этих теориях действительно не возникает бесконечностей. Но, к сожалению, построенная таким образом теория находится в противоречии с требованием релятивистской инвариантности, вытекающим из теории относительности. В самом деле, при «жестком» относительном расположении элементов заряда (нелокальные теории с недеформируемым форм-фактором) смещение какого-либо элемента заряда приводит к одновременному смещению всех других элементов, что означает распространение сигнала внутри частицы с бесконечной скоростью. Трудности сохраняются также и в случае нежесткого расположения зарядов. Таким образом, нелокальные теории должны быть также, по-видимому, отброшены.

Наиболее обещающим путем преодоления существующих трудностей является путь, связанный с введением неопределенной метрики в гильбертовом пространстве.

Дальнейшие соображения, которые будут изложены в настоящей главе, не были доказаны для какой-нибудь реальной теории: квантовой электродинамики или квантовой мезодинамики. Подробное рассмотрение было проведено для некоторой специальной модели, не имеющей, вообще говоря, отношения к реальным теориям. Эта модель (обычно называемая моделью Ли) обладает тем свойством, что результаты, получаемые в обычных теориях в первом приближении теории возмущений, являются в этой модели точными. Благодаря этому ряд вопросов, в частности вопросы, связанные с перенормировкой массы и заряда, а также простейшие случаи рассеяния, решаются в этой модели точно. В случае реальных теорий точное решение этих задач является в высшей степени трудным и до сих пор не проведено. В настоящее время физики надеются, что результаты, полученные на модели Ли, смогут быть перенесены на реальные модели. Поэтому дальнейшие соображения представляют собой скорее программу действий, чем сами действия.

Бесконечности, возникающие в реальных физических теориях (в дальнейшем мы для определения будем говорить о квантовой электродинамике), появляются в результате расходимости интегралов по импульсам в промежуточном состоянии на больших импульсах. Такое интегрирование возникает, например, в графиках (см. рис. 3) по импульсам излученного частицей кванта [1]). Если мы «обрежем» эти интегралы, интегрируя не до бесконечности, а до некоторого конечного импульса Λ, то формулы, связывающие затравочные и физические характеристики частиц, примут вид

$$e^2 = \frac{e_0^2}{1 + \frac{e_0^2}{\hbar c} \ln \frac{\Lambda^2}{m^2}}. \tag{5}$$

Это «обрезание» не означает, что импульсы частиц и квантов не могут быть сколь угодно велики. Возможно состояние электронов и квантов с любыми, сколь угодно большими импульсами, но в соответствующие формулы могут входить только те кванты, которые излучаются электроном. Таким образом, обрезая интегралы, мы предполагаем, что электрон может излучать кванты с импульсом, не большим чем Λ. Этому обрезанию можно придать наглядный смысл, считая, что частицы не являются точечными, а «размазаны» по области размерами $\hbar/\Lambda$. Действительно, в этом случае кванты с импульсами Λ будут иметь длину волны значительно меньше размеров частиц, поле такого кванта будет много раз менять направление на протяжении частицы. Поэтому суммарная сила, действующая со стороны кванта на электрон, будет равна нулю. Тот факт, что в случае конечных размеров частиц в теории не возникает расходящихся выражений, уже был отмечен раньше. Мы отметили там также, что теория с размазанными частицами не является релятивистски инвариантной, т. е. противоречит требованиям теории относительности. Для того чтобы сохранить релятивистскую инвариантность теории, необходимо в конечных результатах совершить предельный переход к точечным частицам, т. е. устремить Λ к бесконечности. Совершая предельный переход при фиксированном заряде e_0, мы получим, разумеется, прежние выражения, содержащие бесконечности. Однако при таком предельном переходе мы вовсе не обязаны считать затравочный заряд фиксированным, т. е., стягивая частицы в точку, мы можем предполагать, что свойства взаимодействия этой частицы

[1]) Рис. 3 изображает взаимодействие электрона с электромагнитным вакуумом. В результате этого взаимодействия возникает добавочная энергия, которая вычисляется интегрированием некоторого выражения по импульсам виртуального кванта. Выражение под интегралом таково, что приводит к расходимости последнего. Промежуточное состояние изображается внутренними линиями графика, например в рис. 2 линией AB.

с электромагнитным полем — заряд e_0 — зависят от размера частицы. Таким образом, мы будем предполагать, что затравочный заряд e_0 есть некоторая функция Λ. Поставим теперь вопрос: какой функцией Λ должен быть затравочный заряд, чтобы заряд физической частицы был конечной наблюдаемой величиной e. Разрешим формулу (5) относительно e_0:

$$e_0^2 = \frac{e_0^2}{1 - \frac{e^2}{\hbar c} \ln \frac{\Lambda^2}{m^2}}. \tag{6}$$

При $\Lambda \to \infty$ получим[1]):

$$e_0^2 \sim -\frac{\hbar c}{\ln \frac{\Lambda^2}{m^2}}. \tag{7}$$

Таким образом, затравочный заряд должен быть хотя и бесконечно малой, но *мнимой* величиной. Устранить трудность равного нулю заряда физической частицы мы можем ценой введения мнимого затравочного заряда. Трудно ожидать, что такое нарушение привычных понятий может пройти безнаказанно. Действительно, вместо одних трудностей возникают другие. Прежде всего необходимо отметить, что энергия взаимодействия «голой» частицы с электромагнитным полем перестает быть действительной величиной, так как это взаимодействие пропорционально e_0 (в квантовой механике это означает неэрмитовость первоначального гамильтониана $\hat{H}$[2])). Так как энергия взаимодействия частицы с электромагнитным полем может входить в виде слагаемого в энергии различных состояний, то у нас нет гарантии того, что энергия физических состояний будет теперь действительной. Это утверждение не является вполне очевидным по следующей причине. В том случае, когда речь идет о взаимодействии частиц, энергия этого взаимодействия пропорциональна квадрату заряда, поэтому мнимость последнего не приведет к комплексности энергии. Это связано с тем, что поле, взаимодействующее с нашим мнимым зарядом, само является мнимым, как созданное другим мнимым зарядом. Отсюда видно, что комплексности энергии можно ожидать в случае взаимодействия частицы со свободным электромагнитным полем, не созданным другими зарядами, т. е. в случае

[1]) В случае квантовой электродинамики формула (7) не является обоснованной, так как по ходу вывода формулы (5) и (6) неприменимы в случае малых значений знаменателя. Однако вновь подчеркиваем, что эти формулы являются строгими для модели Ли. Что касается квантовой электродинамики, то хотя они и необоснованы в нужной для нас области, но можно надеяться, что эти формулы сохранят такой вид и при точном решении задачи.

[2]) Эрмитовость означает, что $\hat{H}^+ = \hat{H}$, где $\hat{H}^+ = \hat{H}^*_{\text{транс}}$.

взаимодействия с квантами. Однако если речь идет о взаимодействии с конечным числом квантов, то (так как они распространяются в бесконечном пространстве, а взаимодействуют с электроном лишь в одной точке) энергия этого взаимодействия будет бесконечно малой. Поэтому комплексности энергии взаимодействия можно ожидать в случае взаимодействия электрона с полем квантов конечной плотности. Вторая трудность, вытекающая из мнимого заряда, заключается в следующем. Как известно, в квантовой механике Ψ функция системы меняется со временем по закону $\exp\left(-i \frac{E}{\hbar} t\right)$. В случае действительного E квадрат модуля этой величины, связанный с вероятностью существования системы, не меняется во времени. В применении к нестационарным процессам, например рассеянию кванта электроном и т. д., когда E включает энергию взаимодействия, осуществляющую переходы из начального состояния в различные конечные, предыдущее рассуждение означает, что сумма вероятностей существования всех конечных состояний равна вероятности существования начального состояния. Поскольку начальное состояние существует наверняка с вероятностью 1, сумма вероятностей всех конечных состояний также равна 1, т. е. наверняка существует какое-либо из конечных состояний. Это значит, что в результате процесса рассеяния реальность нашей системы не изменилась, то есть система, переходя в другое состояние, существует столь же реально как и до него. Невозможность уничтожения или появления системы в результате процесса есть одно из основных, необходимых требований, предъявляемых к любой физической теории. В обычной квантовой механике это требование, как мы знаем, выполнено. Это важнейшее требование, однако, будет нарушено в случае мнимого затравочного заряда. В самом деле энергия взаимодействия частицы с полем в этом случае является мнимой. Поэтому в процессе взаимодействия экспонента $e^{-i \frac{V}{\hbar} t}$ изменится по модулю (V — энергия взаимодействия, мнимая величина). Поэтому сумма вероятностей переходов в конечные состояния будет не равна единице[1]). Таким образом, одно из основных требований — сохранение материи — оказывается нарушенным в случае мнимого затравочного заряда.

Третья трудность с мнимым затравочным зарядом заключается в том, что наряду с реальными физическими частицами, представляющими собой, как было указано, некоторую суперпозицию электрона и квантов, возникают дополнительные со-

[1]) Следует иметь в виду, что под конечными состояниями мы понимаем **все** состояния, которые могут возникнуть в результате процесса. Эти состояния включают, в частности, и состояния, существовавшие до рассеяния. Поэтому в сумме вероятностей перехода присутствует также вероятность того, что система осталась в прежнем состоянии.

стояния, представляющие собой другую суперпозицию. Этим дополнительным состояниям не соответствуют какие-либо реальные частицы в физическом мире [1].

Таким образом, мы видим, что введение мнимого затравочного заряда приводит к появлению в теории ряда трудностей. Средством борьбы с этими трудностями является неопределенная (индефинитная) метрика.

III. Неопределенная метрика

Рассмотрим все возможные состояния частицы в пустом пространстве. Каждое такое состояние может быть охарактеризовано импульсом **p**, значения которого можно сделать дискретным путем введения большого ящика (аналогично [4], стр. 79). Возможные значения импульса образуют дискретную последовательность $p_1, p_2, p_3, \ldots$ и т. д. Введем числа заполнения n_p, показывающие, сколько частиц находится в состоянии с импульсом p. Числа n_p могут принимать значения 0 и 1 (частицы подчиняются принципу Паули). Теперь каждое состояние частицы может быть охарактеризовано набором чисел n_p, который будем выписывать в последовательности, соответствующей последовательности импульсов. Так, например, если в мире существует одна частица с импульсом p, то это состояние мира может быть охарактеризовано следующим образом:

$$(0, 0, 0 \ldots 0, \underset{p}{1}, 0, 0 \ldots).$$

Значком p мы обозначили место, на котором стоит 1. Все состояния мира с одной частицей будут характеризоваться подобными наборами, в которых 1 будет стоять на месте, соответствующем импульсу p_i, а все остальные числа будут нулями.

В случае двух частиц в наборе будут две единицы и т. д. Такая запись состояний мира обнаруживает некоторое сходство с записью трехмерных векторов в виде последовательности проекций, в которой, скажем, единичный вектор **i** вдоль оси x записывается в виде

$$(1, 0, 0).$$

Используя эту формальную аналогию, мы можем рассматривать поэтому возможные состояния мира в виде векторов в некотором гипотетическом пространстве. Эти векторы обозначают $\vec{\Psi}_s$, где s означает набор всех чисел заполнения, а пространство называется гильбертовым. Так как число возможных состояний мира бесконечно, гильбертово пространство является бесконечномерным. Согласно принципу суперпозиции любое

[1]) Еще раз подчеркнем, что эти результаты получены в модели Ли. В применении к квантовой электродинамике они являются лишь гипотетическими.

состояние мира $\vec{\Psi}$ может быть представлено в виде суммы состояний $\vec{\Psi}_s$ с некоторыми коэффициентами

$$\vec{\Psi} = \sum_s C_s \cdot \vec{\Psi}_s.$$

Например, состояние одной частицы, представляющее собой суперпозицию состояний с импульсами p_1 и p_2, может быть записано в виде

$$\vec{\Psi} = C_{1, 0, \ldots} \cdot \vec{\Psi}_{1, 0, \ldots} + C_{0, 1, 0, \ldots} \cdot \vec{\Psi}_{0, 1, 0, \ldots}.$$

Эти формулы можно рассматривать как разложение произвольного вектора $\vec{\Psi}$ в гильбертовом пространстве по системе ортонормированных векторов $\vec{\Psi}_s$, которая образует, таким образом, базис гильбертова пространства. Согласно законам квантовой механики $|C_s|^2$, т. е. квадрат длины проекции вектора $\vec{\Psi}$ на ось s, есть вероятность найти систему в состоянии s

$$w_s = |C_s|^2.$$

Всякая наверняка существующая система обладает, очевидно, тем свойством, что она обязательно находится в одном из состояний s. Поэтому вероятность того, что она находится в каком-либо из состояний s, равная по теореме сложения вероятностей $\sum_s w_s$, равна 1. Мы приходим, таким образом, к равенству

$$\sum_s |C_s|^2 = 1.$$

Это равенство означает, что вектор, характеризующий состояние системы, имеет длину, равную единице.

Рассмотрим какой-либо процесс, происходящий с системой частиц. Так как состояние системы в этом процессе меняется со временем, то вектор $\vec{\Psi}$, характеризующий состояние, будет меняться в гильбертовом пространстве. Невозможность уничтожения и рождения материи означает, что в течение всего процесса вероятность существования системы, т. е. длина вектора $\vec{\Psi}(t)$, должна быть равна единице. Таким образом, изменение $\vec{\Psi}$ есть поворот его в гильбертовом пространстве. Итак, процессы, происходящие в системе, характеризуются в гильбертовом пространстве вращением вектора $\vec{\Psi}$. С точки зрения линейной алгебры такое вращение осуществляется унитарной матрицей S [1]):

$$\vec{\Psi}(t) = S(t, t_0)\, \vec{\Psi}(t_0).$$

[1]) Унитарность означает $S^+ \cdot S = 1$ (единицей обозначена единичная матрица).

При $t = \infty$, $t_0 = -\infty$ эта матрица называется матрицей рассеяния или просто S-матрицей. Мы видим, что требование сохранения материи означает требование унитарности матрицы рассеяния. В обычной квантовой механике это требование выполнено. Как было указано в предыдущей главе, при мнимом затравочном заряде e_0 сумма вероятностей перехода отлична от единицы. Это означает, что в этом случае S-матрица не является унитарной, или, на языке гильбертова пространства, вектор, характеризующий состояние системы, меняется во времени не только по направлению, но и по величине. Вращение вектора с изменением длины может рассматриваться как поворот на комплексный угол (этому соответствует то, что в экспоненте $\exp\left(-i\frac{E}{\hbar}t\right)$, определяющей изменение состояния во времени, величина E, включая энергию взаимодействия V, является комплексной). Напрашивается аналогия с теорией относительности, в которой переход от одной инерциальной системы к другой означал поворот системы координат четырехмерного мира x, y, z, ct на комплексный угол [1]. При таком повороте на комплексный угол длина четырехмерного вектора, характеризующего события, не менялась. Однако это происходило потому, что длина этого вектора — квадрат интервала — определялась не как $x^2 + y^2 + z^2 + (ct)^2$, а как

$$s^2 = x^2 + y^2 + z^2 - (ct)^2.$$

В связи с этим возникает надежда устранить неунитарность S-матрицы при мнимом затравочном заряде введением такой метрики [2] в гильбертовом пространстве, при которой длина вектора определяется не как сумма квадратов длин проекций вектора на оси, а иным образом: квадраты длин проекций на одни оси входят в квадрат длины вектора со знаком плюс, а квадраты модулей проекций на другие оси — со знаком минус. Обозначая квадрат длины вектора $\vec{\Psi}$ через $|\vec{\Psi}|^2$, можно записать:

$$|\Psi|^2 = \sum_s |C_s|^2 - \sum_{s'} |C_{s'}|^2. \qquad (8)$$

Введенная таким образом метрика называется *неопределенной* или *индефинитной*. Введение такой неопределенной метрики означает, что квадрат длины проекций на некоторые оси есть отрицательная величина, а так как согласно законам квантовой механики квадраты этих величин есть вероятности нахождения системы в соответствующем состоянии, то эти вероятности отрицательны. Отсюда следует, что состояния s', вероятности которых представляют собой отрицательные величины, не могут быть реальными физическими состояниями, вероятности которых по своему определению положительны. Для того чтобы подчеркнуть нереальность этих состояний, их часто называют «духами» («призраками»). Эти нереальные, нефизические состояния естественно сопоставить с теми дополнительными состояниями, которые возникали в системе с мнимым затравочным зарядом, т. е. определить метрику в гильбертовом пространстве так, что отрицательными вероятностями будут обладать эти дополнительные состояния, или, иначе говоря, в формулу (8) входят со знаком минус проекции именно на эти состояния. Пример модели Ли показывает, что, во-первых, неопределенная метрика может быть введена таким образом, что состояния реальных физических частиц обладают положительными вероятностями, а дополнительные, нереальные — отрицательными; во-вторых, при таком определении метрики S-матрица является унитарной, т. е. длина вектора состояния в гильбертовом пространстве не меняется в течение процесса.

В настоящее время некоторые физики полагают, что эта программа может быть выполнена и для реальных физических теорий.

Преимущество неопределенной метрики, однако, не исчерпывается тем фактом, что ее введение позволяет сделать S-матрицу унитарной. Неопределенная метрика может сыграть существенную роль также в борьбе с бесконечностями. Это вытекает из следующих простых рассуждений. Добавка к энергии системы по теории возмущений выражается, как известно, следующей формулой:

$$\Delta E = \sum_s \frac{|\Psi_s, V\Psi_0|^2}{E_s - E_0}. \qquad (9)$$

Введем теперь временно вектор состояния $\vec{\Psi} = V\vec{\Psi}_0$. В разложении этого вектора по базисным векторам Ψ_s

$$\vec{\Psi} = \sum_s C_s \vec{\Psi}_s,$$

коэффициенты C_s представляют собой матричные элементы взаимодействия V. Поэтому формула (9) может быть записана также в следующем виде:

$$\Delta E = \sum_s \frac{|C_s|^2}{E_s - E_0}. \qquad (10)$$

Эта формула справедлива при обычной, положительно определенной метрике в гильбертовом пространстве. В случае неопределенной метрики формула (10) должна быть переписана, очевидно, следующим образом:

$$\Delta E = \sum_s \frac{|C_s|^2}{E_s - E_0} - \sum_{s'} \frac{|C_{s'}|^2}{E_{s'} - E_0}. \qquad (11)$$

[1]) Очевидно, безразлично, что вращать — систему координат или вектор.

[2]) Т. е. определением «расстояния», длины вектора в этом пространстве.

или, вставляя значения коэффициентов C_s,

$$\Delta E = \sum_s \frac{|\Psi_s, V\Psi_0|^2}{E_s - E_0} - \sum_{s'} \frac{|\Psi_{s'}, V\Psi_0|^2}{E_{s'} - E_0}. \qquad (12)$$

Теперь очевидно, что расходимости в формуле (9), возникающие от суммирования по состояниям s, отвечающим большим импульсам, могут отсутствовать при неопределенной метрике, если вторая сумма в (12) будет расходиться так же, как и первая. Таким образом, уже одно введение неопределенной метрики может привести к устранению бесконечностей. При этом, однако, необходимо, чтобы в процессе решения возникли нефизические состояния s', которым можно было бы приписать отрицательную длину. Такая программа не проведена до сих пор даже на каких-нибудь простейших моделях. Однако в ней безусловно сохранятся трудности, к которым мы сейчас переходим.

Вводя неопределенную метрику, мы, однако, отнюдь не устранили трудности теории, а лишь перенесли их с одного места на другое, так как в теории фигурируют теперь нереальные, нефизические состояния, обладающие отрицательными вероятностями. Эти состояния не имеют физического смысла. Мир не может находиться в таких состояниях. Поэтому для того, чтобы теория имела физический смысл, необходимо, чтобы, по крайней мере, эти фиктивные состояния не возникали в результате процесса, если их не было вначале. Это требование является более жестким, чем требование унитарности S-матрицы. Действительно, требование унитарности S-матрицы означает

$$\sum_s |C_s(t)|^2 - \sum_{s'} |C_{s'}(t)|^2 = \sum_s |C_s(t_0)|^2 - \sum_{s'} |C_{s'}(t_0)|^2.$$

Между тем поставленное сейчас условие означает равенство нулю всех коэффициентов $C_{s'}(t)$, если равны нулю $C_{s'}(t_0)$. Нетрудно сформулировать это требование геометрически. Разобьем все гильбертово пространство на два подпространства: подпространство всех векторов $\vec{\Psi}_s$ — гильбертово пространство 1; подпространство векторов $\vec{\Psi}_{s'}$ — гильбертово пространство 2. Условие унитарности означает, что $\vec{\Psi}$-вектор поворачивается в полном гильбертовом пространстве, не меняя своей длины. Сформулированное выше требование невозможности появления фиктивных состояний означает, что вектор состояния, находившийся вначале в гильбертовом пространстве 1, в результате процесса не может выйти из этого подпространства. Это требование является сейчас основным. Именно на нем сконцентрированы все трудности. На первый взгляд может показаться, что это требование делает невозможным устранение бесконечностей за счет неопределенной метрики, так как в

формуле (11) все коэффициенты $C_{s'}$ должны равняться нулю (нефизические состояния не должны реализовываться). Это соображение, однако, неправильно. Коэффициенты $C_{s'}$ в формуле (11) означают наличие фиктивных состояний не в реальном, а в промежуточном состоянии системы, т. е. состоянии, возникающем в ходе эволюции системы, в момент сильного взаимодействия частиц. Строго говоря, мы даже не имеем права говорить в этом случае о наличии фиктивных состояний, так как, по существу, мы имеем дело с единым общим состоянием сильно взаимодействующих частиц. Лишь формальное разложение этого единого состояния по состояниям отдельных взаимодействующих частей системы показывает присутствие в этой сложной смеси фиктивных состояний. Такое разложение, однако, может не иметь физического смысла в силу невозможности разделения системы сильно взаимодействующих частиц на части. Таким образом, присутствие в промежуточном состоянии фиктивных состояний отдельных частиц ни в коей мере не противоречит невозможности существования этих фиктивных состояний в свободном виде, без взаимодействия с другими частицами. Проиллюстрируем это примером. Как известно, уравнения Максвелла запрещают распространение в пустоте продольных электромагнитных волн, у которых вектор $\mathbf{E}$ направлен вдоль $\mathbf{k}$. Свободные продольные электромагнитные волны существовать не могут. Положение, однако, меняется, если мы будем рассматривать электромагнитное поле, взаимодействующее с частицами. В этом случае наряду с прежними свободными состояниями электромагнитного поля возникают специфические состояния поля, в которых оно как бы связано с частицей, образуя кулоновское поле этой частицы. В этом поле вектор $\mathbf{E}$ направлен вдоль направления изменения поля. Это поле является чисто продольным. Оно может существовать только в состоянии взаимодействия с частицей, но не как самостоятельный, свободный объект. Аналогичные свойства должны иметь фиктивные состояния, т. е. они могут существовать в связанном с реальными частицами виде, т. е. в промежуточном состоянии, и не должны существовать самостоятельно. В электродинамике имелось специальное требование, запрещающее излучение продольных квантов:

$$\operatorname{div} \mathbf{E} = \operatorname{div} \mathbf{H} = 0.$$

В квантовой теории такого запрещения появления фиктивных состояний нет. Поэтому все попытки введения индефинитной метрики в гильбертовом пространстве, предпринимавшиеся до Гайзенберга, не приводили к удовлетворительным результатам, так как уже простейшие процессы приводили к появлению в конечном состоянии «духов». Гайзенбергу первому удалось на примере модели Ли сформулировать некоторое условие, при котором невозможно излучение фиктивных состояний.

IV. Теория Гайзенберга

В ряде опубликованных статей Гайзенберг развивает определенную программу построения теории элементарных частиц. Основа этой программы состоит в том, что мир описывается единым полем Ψ, которое Гайзенберг называет «полем материи». Это поле не является полем какого-либо определенного типа частиц, а есть некоторое общее поле, различные возбужденные состояния которого есть все возможные сорта частиц. Это поле подчиняется некоторому уравнению движения материи. Решения этого уравнения представляют собой различные состояния мира, в частности простейшие из них, соответствующие наличию в пространстве отдельных элементарных частиц.

Основные положения теории Гайзенберга сформулированы в его обзоре [5]:

1. Полевые операторы, необходимые для формулировки уравнений, должны относиться к материи вообще, а не к какому-либо определенному виду частиц.
2. Элементарные частицы должны быть введены как собственные решения уравнений поля.
3. Фундаментальные уравнения поля должны быть нелинейны, чтобы описывать взаимодействия; масса частиц должна быть следствием. Концепция «голой» частицы не имеет смысла.
4. Правила отбора для распада и рождения частиц — следствие симметрии основных уравнений. Эти правила дают наиболее детальную информацию о структуре уравнений.
5. Важным и ведущим принципом является простота уравнений.

Сами по себе эти пять пунктов не вызывают никаких возражений и отвечают пожеланиям и надеждам всех физиков, поэтому представляет интерес не сама программа, а попытки конкретно реализовать ее. На пути реализации этой программы Гайзенбергом получен ряд различных результатов. Часть их относится к конкретным вопросам свойств частиц и их взаимодействия между собой. Так, например, в некоторых статьях Гайзенберга есть утверждение о возникновении в его теории фотонов и электромагнитного взаимодействия частиц между собой. При этом в теории автоматически возникает понятие электрического заряда частиц и его величина. Мы не будем обсуждать здесь эти вопросы, так как метод решения уравнений, применяемый Гайзенбергом, не является удовлетворительным, а результаты, полученные им, в частности упомянутое выше электромагнитное взаимодействие, вызывают ряд возражений. Мы остановимся сейчас на тех методах борьбы с бесконечностями, которые избирает Гайзенберг, так как без преодоления этих трудностей ни один результат теории не может считаться доказанным. Основная трудность теории Гайзенберга, так же как и всякой современной теории поля, заключается в обращении в нуль физической константы взаимодействия. Для борьбы с этой трудностью Гайзенберг использует индефинитную метрику в гильбертовом пространстве и поэтому приходит к ситуации, изложенной в предыдущей главе. Надежды Гайзенберга заключаются в том, что в случае, когда и «физическое» и «фиктивное» состояния имеют равную энергию, *рождение «фиктивных» состояний невозможно.* В рамках своей теории Гайзенбергу пока не удалось доказать правильность этого своего утверждения: первоначальные соображения Гайзенберга, изложенные, в частности, в [5], неверны [1]). Трудность доказательства любого утверждения теории Гайзенберга определяется трудностью решения уравнения этой теории. Поэтому Гайзенберг рассмотрел простую, точно решаемую модель квантовой теории поля, модель Ли. Поскольку в этой работе впервые были отчетливо продемонстрированы предлагаемые изменения теории, и математическая сложность в модели отсутствует, а физические идеи выступают очень ясно, мы изложим содержание работы подробнее.

Модель Ли представляет собой мир, состоящий из легких частиц θ и двух сортов тяжелых частиц V и N [2]). Частицы θ имеют конечную массу покоя, поэтому связь энергии и импульса для них определена обычной релятивистской формулой

$$E^2 = p^2c^2 + m_0^2 c^4.$$

Так как частицы θ могут излучаться и поглощаться тяжелыми частицами, они соответствуют π-мезонам реального мира. Тяжелые частицы предполагаются покоящимися. Их массы равны соответственно m_V и m_N. Они являются аналогами нуклонов. Следующие два существенных обстоятельства отличают модель Ли от реального мира и позволяют получить в этой модели точные решения уравнения Шредингера: 1) отсутствие фона тяжелых частиц, т. е. античастиц, 2) V-частица может только рождать θ-частицы, а N-частица — только поглощать их. Эти обстоятельства дают возможность сразу же сделать следующее заключение: состояние, когда в мире присутствует одна «голая» N-частица, или состояние, когда в мире присутствует одна «голая» θ-частица, есть точные физические состояния [3]). Действительно, единственный возможный для N-частицы процесс — поглощение θ-частицы — здесь невозможен, так как θ-частицы отсутствуют. Аналогично этому в случае одиночной θ-частицы запрещен единственный возможный для нее про-

[1]) Пример модели Ли показывает обратное: простое выражение «фиктивных» состояний по энергии отнюдь не гарантирует невозникновения их в задаче рассеяния.

[2]) θ — частица Бозе, а V и N — Фéрми.

[3]) Под «голыми» частицами мы понимаем здесь опять-таки состояния частиц без учета взаимодействия. Под физическими состояниями — состояния с учетом взаимодействия.

цесс — поглощение ее N-частицей. Таким образом «голые» N- и θ-частицы совпадают с физическими. Для V-частицы такого совпадения нет, однако в этом случае имеется лишь один простой тип переходов: рождение θ-частицы с переходом V-частицы в N-частицу и последующее поглощение N-частицей испущенной θ-частицы. Этот процесс изображен на графике рис. 6.

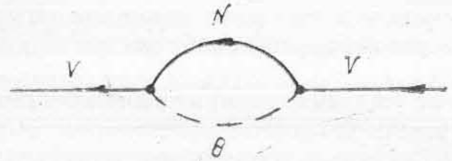


Рис. 6.

Образовавшаяся после первого испускания N-частица не может больше излучить θ, тогда как в электродинамике электрон может излучить последовательно любое число квантов. Таким образом, физическая V-частица отличается от «голой». В соответствии с этим возникает разница также между затравочным и физическим зарядами V-частицы, т. е. перенормировка заряда. В модели Ли эта перенормировка определяется иными причинами, чем в электродинамике. Действительно, поскольку «физическая» и «голая» θ-частицы совпадают, перенормировка поля, взаимодействующего с V-частицей, отсутствует. Поэтому перенормировка заряда определяется отличием между излучением θ-частицы «голой» V-частицей и излучением θ-частицы «физической» V-частицей. Нетрудно видеть, что в промежуточном состоянии, когда V-частица переходит в $N+\theta$-частицы, излучение θ-частицы невозможно. Поэтому перенормировка заряда есть доля пребывания V-частицы в «голом» состоянии. Отсюда видно, что заряд физической V-частицы меньше заряда «голой». Из-за большого числа различных возможных промежуточных состояний вероятность пребывания в них оказывается подавляюще большой и при стремлении к бесконечности параметра обрезания Λ физический заряд g^2 (const связи) обращается в 0. При конечном Λ связь между затравочным и физическим зарядом выражается формулой, совпадающей с формулой (5) электродинамики с той, однако, разницей, что здесь эта формула является точной, а не приближенной. В результате равенства 0 физического заряда V-частицы обращаются также в 0 сечения различных процессов, например, рассеяние V-частицы на N-частице и т. д. Таким образом, в модели Ли сохраняются все существенные физические трудности существующих теорий. Поэтому к модели Ли применимы все соображения, высказанные в предыдущей главе. Для того чтобы добиться отличного от нуля физического заряда, необходимо выбрать затравочный заряд мнимым. В этом случае наряду

с физическим состоянием V-частицы возникает фиктивное состояние, представляющее собой, так же как и физическая V-частица, суперпозицию состояний «голой» V-частицы и $N+\theta$. Далее, при мнимом затравочном заряде гамильтониан оказывается неэрмитовым, а S-матрица неунитарной, т. е сумма вероятностей перехода в различные конечные состояния не равна единице. Для того чтобы сохранить свойство унитарности S-матрицы и вещественность физических средних — энергии и пр., необходимо ввести индефинитную метрику. Индефинитная метрика вводится таким образом, что физическое состояние V-частицы имеет положительную норму, а фиктивное — отрицательную. Теперь надо добиться того, чтобы фиктивные состояния не возникали в результате различных процессов. Энергии физического и фиктивного состояний V-частицы являются, разумеется, функциями перенормированной константы взаимодействия g^2. Следуя своей идее, Гайзенберг выбирает константы взаимодействия g^2 так, чтобы эти энергии совпадали между собой. Обычно в квантовой механике в случае совпадающих собственных значений уравнения Шредингера имеет место вырождение, т. е. имеется несколько состояний с равной энергией. Это вырождение имеет всегда физическую причину, заключающуюся в независимости энергии от какой-либо величины, характеризующей систему. Так вырождение по проекции момента количества движения имеет свою причину: изотропию пространства и вытекающую из нее независимость энергии от ориентации момента количества движения. В случае модели Ли такой физической причины нет. Поэтому при g^2, стремящейся к критическому значению, должны совпадать между собой не только энергии, но и Ψ-функции физического и фиктивного состояний. Следовательно, в предыдущем случае совпадающих корней мы будем иметь лишь одно решение уравнения Шредингера. Нетрудно видеть, что это решение (Ψ_0) будет иметь норму, равную нулю. Действительно, до предельного перехода нормы физического и фиктивного состояний были разного знака. При предельном переходе Ψ-функции этих состояний стремятся друг к другу. Следовательно, стремятся друг к другу также и нормы, оставаясь противоположными по знаку. Итак, единственное имеющееся решение уравнения Шредингера для совпадающих корней имеет норму, равную нулю. Мы видим далее, что в результате предельного перехода число решений уравнения Шредингера уменьшилось на 1. Поэтому получившаяся система функций не является полной, т. е. не всякая функция может быть разложена по этой системе с не равными нулю коэффициентами. С геометрической точки зрения это означает, что в гильбертовом пространстве выброшен один из ортов. Для того чтобы восстановить полноту функций, т. е. добавить потерянный орт в гильбертовом пространстве, нужно ввести специальные состояния Ψ_d, векторы которых удовлетворяют уравнению

$$\hat{H}\Psi_d = E_0\Psi_d + \gamma\Psi_0, \tag{13}$$

отличному от уравнения Шредингера: $\hat{H}\Psi = E\Psi$, где $\gamma \neq 0$ — произвольная постоянная. Состояние Ψ_0 мы будем в дальнейшем называть «0-состоянием», Ψ_d — «дипольным»

$$\Psi_0 = \lim_{E_{\text{физ}} \to E_{\text{фикт}}} \Psi_{\text{физ}} = \lim_{E_{\text{физ}} \to E_{\text{фикт}}} \Psi_{\text{фикт}}.$$

Постоянная γ в (13) определяет норму состояния Ψ_d; ее можно выбрать, например, такой, чтобы $(\Psi_d, \Psi_d) = 0$; при этом

$$E_0(\Psi_d, \Psi_d) - (\Psi_d, \hat{H}\Psi_d) - \gamma(\Psi_0, \Psi_d).$$

Однако состояния Ψ_0 и Ψ_d, вообще,говоря, не ортогональны, и выбор γ не может повлиять на это, поскольку

$$E_0(\Psi_0, \Psi_d) = (\Psi_0, \hat{H}\Psi_d) - \gamma(\Psi_0, \Psi_0) = (\Psi_0, \hat{H}\Psi_d).$$

Эта неортогональность нулевого и дипольного состояний и составляет *главное затруднение* обсуждаемой модели. Действительно, поскольку норма обоих фиктивных состояний равна нулю, то обращается в нуль любая, относящаяся к ним физическая величина, например, энергия, импульс и пр. Иными словами, переход в каждое из этих состояний не приводит к наблюдаемым последствиям, поскольку при этом не уносится энергия, импульс, норма. Но их неортогональность означает, что при вычислении физических величин «перекрестные» члены будут отличны от нуля. Таким образом, возникновение и того и другого состояния в результате рассеяния приведет к переносу энергии, импульса вероятности из физического мира в «мир призраков» (Гайзенберг называет совокупность векторов Ψ_0 и Ψ_d гильбертовым пространством «два», в отличие от физических состояний, заполняющих гильбертово пространство «один»).

Прямой расчет в модели Ли показывает, что эти опасения вполне законны и в задаче рассеяния, в которой вначале «духов» не существовало, после взаимодействия появляются, вообще говоря, и Ψ_0 и Ψ_d. В этом пункте Гайзенберг и делает следующий важный шаг в попытке непротиворечивого описания явлений. Он предлагает описывать состояния реального мира, в частности падающую волну в задаче рассеяния, векторами не только из гильбертова пространства 1, но также добавлять к ним компонентой вектор Ψ_0 из гильбертова пространства 2, причем в таком количестве, чтобы и в результате рассеяния вектор состояния содержал из гильбертова пространства 2 по-прежнему только Ψ_0. Из сказанного выше такая примесь Ψ_0 без Ψ_d уже не будет наблюдаемой, и энергия, импульс,

норма физических состояний, лежащих в гильбертовом пространстве 1, будут сохраняться.

Гайзенберг показал, что, по крайней мере, в широком классе задач в модели Ли всегда можно сконструировать вектор состояния подобным образом. В этом — содержание работы Гайзенберга по модели Ли.

Очевидно, такое расширение описания наблюдаемых величин с помощью приписывания вектору состояния ненаблюдаемых компонент есть радикальный шаг в квантовой теории. Поскольку «количество» Ψ_0 в начальном векторе состояния определяется условием невозникновения Ψ_d после рассеяния, то величина примеси Ψ_0 зависит не только от данного физического состояния («приготовляющего» опыта в квантовой механике), но и от последующего измерения. Таким образом, мы отказываемся от непрерывного развития вектора состояния $\Psi(t)$ во времени от данного начального вектора $\Psi(0)$ по уравнению Шредингера или любому другому, в котором вектор состояния в бесконечно близкий момент времени определяется вектором состояния в предшествующий момент, а $\Psi(0)$ определяется ранее произведенным полным опытом. Теперь предлагается описывать процесс в целом, включая и приготовляющий и измеряющий опыты, и для задания $\Psi(0)$, кроме результата предшествующего «приготовления», требуется знать характер последующего измерения.

Такая схема является реализацией уже давно развиваемой Гайзенбергом идеи «S-матрицы», согласно которой непрерывное описание системы уравнением типа $i\frac{\partial\Psi}{\partial t} = \hat{H}\Psi$ является физически переопределенным утверждением, попыткой сказать о системе больше, чем это возможно экспериментально проверить. Анализ понятия одновременности Эйнштейна в теории относительности и в особенности принцип неопределенности в квантовой механике научили физиков крайне осторожно относиться к непроверяемым утверждениям. Так, непонимание того, что слова «электрон имеет сейчас точно координату $\mathbf{x}$ и скорость $\mathbf{v}$» не являются проверяемыми, а потому физически бессмысленны, долго тормозило развитие физики. Аналогично утверждение «π-мезон, двигаясь в атомном ядре, описывается вектором состояния $\Psi(t)$» тоже может рассматриваться как бессодержательное, поскольку измеряющая аппаратура находится не внутри ядра, а на макроскопическом расстоянии, и распределение вероятности местонахождения частицы вдали от рассеивающего центра наблюдаемо, а вблизи нет. Поэтому Гайзенберг полагает, что теорию нужно строить таким образом, чтобы в нее входили лишь наблюдаемые величины, например S-матрица, связывающая асимптотические части падающей и рассеянной волны, в то время как события, происходящие в интервалах порядка возможной «элементарной длины»

$\lambda \sim \frac{\hbar}{\mu c} \sim 10^{-13}$ *см,* нельзя описывать методом непрерывного развития во времени принципиально. Если же пытаться, минуя уравнение Шредингера (которое предполагается справедливым лишь в предельном случае малых энергий), строить непосредственно S-матрицу, то возникает почти неограниченный произвол. Таким образом, предлагаемая схема является одной из попыток в указанном направлении.

Сейчас рано оценивать перспективы предложенной схемы. Даже в рамках модели Ли существует неполная ясность с естественно возникающими сомнениями о макроскопической причинности явлений при таком описании. Так вектор состояния на больших расстояниях от первого рассеивания считается полностью заданным; но тогда, поскольку количество Ψ_0 в нем определилось первым актом, вторичное рассеяние, вообще говоря, выводит вектор в полное гильбертово пространство 2 с участием Ψ_a — с переходом материи в «призраки». Еще более настораживает полная произвольность предложенного метода, поскольку пока не удалось получить ни одного количественного или качественного указания, что на этом пути получается верное описание явлений, например спектр масс, трех сортов взаимодействий и др. В схеме полностью отсутствует изотопический спин, играющий столь важную роль в поведении элементарных частиц, хотя и делаются попытки ввести его в теорию с неопределенной метрикой. Но во всяком случае ясно, что возможности неопределенной метрики должны быть исследованы самым тщательным образом, поскольку теории явлений, происходящих на расстоянии $r \lesssim 10^{-13}$ *см,* сейчас не существует и всякий новый подход к проблеме представляет интерес.

Авторы приносят горячую благодарность В. Г. Ваксу за полезные дискуссии по работе в целом, а также за написание заключительных страниц статьи.

ЛИТЕРАТУРА

1. А. Ахиезер и В. Берестецкий, Квантовая электродинамика, Гостехиздат, 1953.
2. В. Гайтлер, Квантовая теория излучения, ИЛ, 1956.
3. С. Швебер, Г. Бете, Ф. Гофман, Мезоны и поля, т. I. ИЛ, 1957.
4. Л. Ландау и Е. Лифшиц, Квантовая механика. Гостехиздат, 1948.
5. Heisenberg, Rev. of Mod. Phys. **29**, № 3, 269 (1957).

ВЫХОД МОЛЕКУЛЯРНЫХ ПРОДУКТОВ ПРИ РАДИОЛИЗЕ ВОДЫ В ПРИСУТСТВИИ АКЦЕПТОРОВ

Е. Б. Брешенкова, В. Ю. Филиновский

В работе рассматриваются вопросы образования молекулярных продуктов при радиолизе воды в присутствии примесей. Рассмотрен случай большой плотности ионизации при различных концентрациях примесей. Получена зависимость молекулярного выхода от концентрации примесей.

При прохождении заряженной частицы через водный раствор примерно половина теряемой ею энергии расходуется на ионизацию молекул воды

$$H_2O \rightarrow H_2O^+ + e^-.$$

Если энергия электрона достаточно велика, он может произвести несколько актов ионизации до захвата. Это приводит к тому, что активные частицы образуются группами (роями).

Первичная ионизация сопровождается вторичными процессами:

$$H_2O^+ \rightarrow H^+_{aq} + OH;$$
$$H_2O + e^- \rightarrow H_2O^-;$$
$$H_2O^- \rightarrow OH^-_{aq} + H.$$

При прохождении α-частиц, протонов малой энергии, осколков деления и т. п. группы (рои) радикалов H и OH перекрываются, образуя трек с цилиндрически симметричным распределением радикалов. Трек с малой плотностью ионизации можно рассматривать как ряд либо изолированных, либо частично перекрывающихся групп радикалов.

Химическое воздействие излучения на водные растворы обусловлено активными радикалами H и OH. Радикалы в треке рекомбинируют между собой:

$$H + H \rightarrow H_2;$$
$$OH + OH \rightarrow H_2O_2;$$
$$H + OH \rightarrow H_2O,$$

захватываются примесями и диффундируют. Их поведение можно описать уравнениями:

$$\left.\begin{aligned}\frac{\partial c_1}{\partial t} &= D\Delta c_1 - k_1 c_1^2 - k_{12} c_1 c_2 - k_{s1} c_s c_1;\\ \frac{\partial c_2}{\partial t} &= D\Delta c_2 - k_2 c_2^2 - k_{12} c_1 c_2 - k_{s2} c_s c_2,\end{aligned}\right\} \qquad (1)$$

где $c_i = c_i\ (x, y, z, t)$ — концентрация i-х радикалов в точке (x, y, z, t) и момент времени t $(i = 1,2)$; k_i, k_{si}, k_{12} — постоянные скорости соответствующих рекомбинаций; c_s — концентрация акцептора, которая считается постоянной; D—коэффициент диффузии радикалов, одинаковый для H и OH.

Далее полагаем, что

$$k_1 = k_2 = k_{12} \equiv k; \qquad (2)$$

$$k_{s1} = k_{s2} \equiv k_s; \qquad (3)$$

$$c_{01} = c_{02} \equiv c_0\,(x, y, z), \qquad (4)$$

где $c_0(x, y, z)$ — начальное распределение радикалов как функция координат.

Следовательно, и

$$c_1(x, y, z, t) = c_2(x, y, z, t) \equiv c\,(x, y, z, t). \qquad (5)$$

Согласно предположениям (2) — (5) получим вместо системы (1) следующее нелинейное уравнение для определения пространственно-временного распределения радикалов:

$$\frac{\partial c}{\partial t} = D\Delta c - 2kc^2 - k_s c_s c. \qquad (6)$$

В случае большой плотности ионизации (α-частица, протон) средняя плотность радикалов внутри цилиндрически симметричного трека очень велика ($\sim 10^{21}\ 1/см^3$), поэтому естественно предположить, что в некоторый начальный промежуток времени $\tau - t_0$:

1) рекомбинация преобладает над диффузией радикалов [1]) и

2) основная часть молекулярного выхода H_2 и H_2O_2 обусловлена рекомбинацией именно в этот начальный промежуток времени.

Математически это можно записать следующим образом:

$$1)\ \text{для}\ \ t_0 \leqslant t \leqslant \tau, \quad D\Delta c \ll 2kc^2, \qquad (7)$$

$$2)\ R = k\int_{t_0}^{\infty} dt \int c^2 dv \simeq k\int_{t_0}^{\tau} dt \int c^2 dv, \qquad (8)$$

[1]) Это соображение было высказано Ю. А. Чизмаджевым и В. Ю. Филиновским.

где R — полное число рекомбинировавших между собой радикалов одного вида; t_0 — время образования начального распределения радикалов.

Согласно (7) нелинейное уравнение (6) упрощается, и мы имеем:

$$\frac{\partial c}{\partial t} = -\,2kc^2 - k_s c_s c. \qquad (9)$$

Решая это уравнение, получим явную зависимость концентрации радикалов от времени

$$c\,(x, y, z, t) = \frac{c_0 k_s c_s}{(2kc_0 + k_s c_s)\, e^{k_s c_s (t - t_0)} - 2kc_0}. \qquad (10)$$

Зависимость от координат входит через начальное распределение

$$c_0 = c\,(x, y, z).$$

Согласно (8) рекомбинация дается выражением

$$R = k\int_{t_0}^{\tau} dt \int c^2 dv.$$

Учитывая, что зависимость радикалов от времени получена в явном виде, проинтегрируем это выражение по времени, считая τ известным параметром.

В результате выражение для рекомбинации может быть записано следующим образом:

$$R = \frac{1}{2}\int c_0 dv - \frac{k_s c_s}{4k}\int \ln\,(Bc_0 + 1)\,dv - \\ - \frac{1}{2}\, e^{-k_s c_s (\tau - t_0)} \int \frac{c_0 dv}{Bc_0 + 1}, \qquad (11)$$

где

$$B = \frac{2k\,(1 - e^{-k_s c_s (\tau - t_0)})}{k_s c_s}.$$

Полагаем, что в начальный момент t_0 радикалы распределены по Гауссу.

Для цилиндрически симметричного трека имеем:

$$c_0 = \frac{n_0}{4\pi D t_0}\, e^{-r^2/4Dt_0}, \qquad (12)$$

где $n_0\ 1/см$ — число радикалов на единицу длины трека в начальный момент t_0.

Оценим теперь $\tau - t_0$ из условия

$$D\,\Delta c \approx 2\,kc^2, \qquad (13)$$

—2133

$\Delta \sim \frac{1}{r_0^2}$, где r_0^2 — квадрат длины свободного пробега радикалов $(r_0^2 = 4Dt_0)$.

Подставляя в (13) выражение (10) для концентрации, получим следующее соотношение (для $t = \tau$):

$$\frac{1}{4t_0} = \frac{2kc_0k_sc_s}{(2kc_0 + k_sc_s)\, e^{k_s c_s (\tau - t_0)} - 2kc_0}.$$

После небольших преобразований имеем:

$$\tau - t_0 = \frac{1}{k_s c_s} \ln \frac{4t_0 k_s c_s + 1}{1 + \frac{k_s c_s}{2kc_0}}. \qquad (14)$$

Из (14) видно, что $\tau - t_0$ слабо (логарифмически) зависит от начальной концентрации радикалов c_0, поэтому приблизительно в качестве $\tau - t_0$ можно взять его значение для некоторой средней концентрации, например для $\frac{1}{2} c_0^{(\max)}$, где $c_0^{(\max)} = \frac{n_0}{4\pi D t_0}$. Тогда окончательно

$$\tau - t_0 = \frac{1}{k_s c_s} \ln \frac{4t_0 k_s c_s + 1}{1 + \frac{k_s c_s}{k c_0^{(\max)}}}. \qquad (15)$$

Подставляя в выражение для рекомбинации начальное распределение (12) и интегрируя по объему, получим:

$$R = \frac{N_0}{2}\left[1 - \frac{k_s c_s 4\pi D t_0}{k n_0} \int_0^\infty x \ln (A e^{-x^2} + 1)\, dx - e^{-k_s c_s (\tau - t_0)} \frac{\ln (A+1)}{A}\right], \qquad (16)$$

где

$$A = \frac{2kn_0 (1 - e^{-k_s c_s (\tau - t_0)})}{k_s c_s 4\pi D t_0}.$$

$N_0 = n_0 l$ — полное число радикалов одного сорта в треке в начальный момент t_0, l — длина трека.

Вводим следующие обозначения:

$$\beta = \frac{k_s c_s}{k c_0^{(\max)}} = \frac{k_s c_s 4\pi D t_0}{k n_0}, \qquad (17)$$

$$\alpha = 4 t_0 k c_0^{(\max)} = 4 t_0 \frac{k n_0}{4\pi D t_0}.$$

В новых обозначениях для $\tau - t_0$ получим выражение

$$\tau - t_0 = \frac{1}{k_s c_s} \ln \frac{\alpha\beta + 1}{\beta + 1}. \qquad (18)$$

Рекомбинация с учетом (17) и (18) принимает вид

$$R = \frac{N_0}{2}\left[1 - \beta \int_0^\infty x \ln (A e^{-x^2} + 1)\, dx - \frac{1 + \beta}{2(\alpha - 1)} \ln (A + 1)\right], \qquad (19)$$

где

$$A = \frac{2(\alpha - 1)}{\alpha\beta + 1}.$$

Рассмотрим предельные случаи больших и малых концентраций акцепторов:

1) предельный случай *больших* концентраций акцепторов: $\beta \gg 1$.

При условии $\beta \gg 1$ A принимает значение $A = \frac{2(\alpha - 1)}{\alpha\beta} \ll 1$ и логарифм можно разложить в ряд $\ln (A + 1) \simeq A - \frac{A^2}{2}$, тогда интеграл легко берется

$$\int_0^\infty x \ln (A e^{-x^2} + 1)\, dx \simeq \int_0^\infty x \left(A e^{-x^2} - \frac{A^2}{2} e^{-2x^2}\right) dx = \frac{A}{2} - \frac{A^2}{8}.$$

Окончательно для рекомбинации получим:

$$R_{\beta \gg 1} = \frac{N_0}{2} \cdot \frac{\alpha^2 - 1}{2\alpha^2\beta}, \qquad (20)$$

т. е. R падает обратно пропорционально относительной концентрации акцепторов β;

2) предельный случай *малых* концентраций акцепторов: $\beta \to 0$. При условии $\beta \to 0$ A принимает значение $A = 2(\alpha - 1)$, не зависящее от β, а выражение для рекомбинации приводится к следующему виду:

$$R = \frac{N_0}{2}\left[1 - \frac{1}{2(\alpha - 1)} \ln (2\alpha - 1)\right], \qquad (21)$$

т. е. R не зависит от относительной концентрации акцепторов β.

Относительная рекомбинация радикалов в зависимости от $c_0^{(\max)}$ в предельном случае малых концентраций акцепторов представлена в таблице.

$C_0^{(\max)}$ $1/см^3$	10^{21}	$2 \cdot 10^{21}$	$3 \cdot 10^{21}$	$4 \cdot 10^{21}$	$10 \cdot 10^{22}$
$R/R_0 \left(R_0 = \frac{N_0}{2}\right)$	0,72	0,84	0,88	0,90	0,96

При $t_0 = 1{,}25 \cdot 10^{-11}$ *сек* $k = 10^{-11}$

Полученные результаты согласуются с опубликованными экспериментальными данными. Однако аналогичные расчеты, развитые для случаев малой и средней плотности ионизации, привели к результатам, отличным от опытных данных. Это говорит о том, что использованная модель недостаточна для треков с малой и средней плотностями ионизации.

В заключение приносим сердечную благодарность чл.-корр. АН СССР В. Г. Левичу за постановку задачи и ряд ценных замечаний при ее решении.

ГЕНЕРАТОР ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ПРОЦЕССОВ ПАМЯТИ НА ЭЛЕКТРОННО-ЛУЧЕВЫХ ТРУБКАХ

К. Г. Финогенов, И. Ф. Колпаков

Описывается генератор, дающий серию импульсов на несколько выходов, что позволяет производить запись и считывание на однолучевых и двухлучевых электронно-лучевых трубках методом модуляции по яркости.

Введение

При постановке опытов по изучению памяти на электронно-лучевых трубках (ЭЛТ) приходится использовать одновременно до восьми стандартных лабораторных приборов, что бывает не всегда удобно. Описываемый генератор (рис. 1) устраняет это неудобство и обеспечивает необходимую серию импульсов для постановки экспериментов по исследованию памяти на ЭЛТ в широких пределах. Генератор выдает посылку прямоугольных импульсов длительностью 600 *мксек*. Посылка состоит из импульсов, обеспечивающих запись и чтение на экране ЭЛТ. Длительность импульсов может плавно регулироваться в пределах $1 \div 10$ *мксек*. Изменение интервала между импульсом записи и импульсами чтения, а также между отдельными импульсами чтения плавно регулируется. Число импульсов чтения можно установить от 0 до 15. Амплитуды всех импульсов можно менять от 0 до 60 *в*.

Схема генератора

Работа генератора поясняется блок-схемой (рис. 2) и временной диаграммой (рис. 3).

Импульс *4* с мультивибратора запускает одновибратор задержки T_5, выдающий импульс *5*, отпирающий ключевую схему, которая остается открытой пока длится импульс *5*. Импульсом *4* запускается также одновибратор задержки T_1. Задний фронт импульса *9*, получаемого с этого одновибратора, запускает одновибратор, выдающий импульс *1*, который следует на смеситель и затем на выход. Кроме того, импульс *1* задним фронтом запускает одновибратор задержки T_2, который выдает импульс *6*. Этот импульс пропускается ключом и запускает задним фронтом одновибратор, выдающий импульс *3*, который следует на выход. Задний фронт импульса *6* запускает также

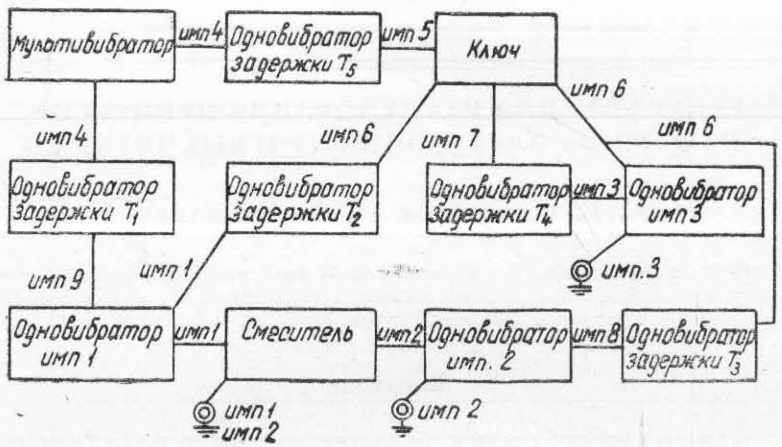


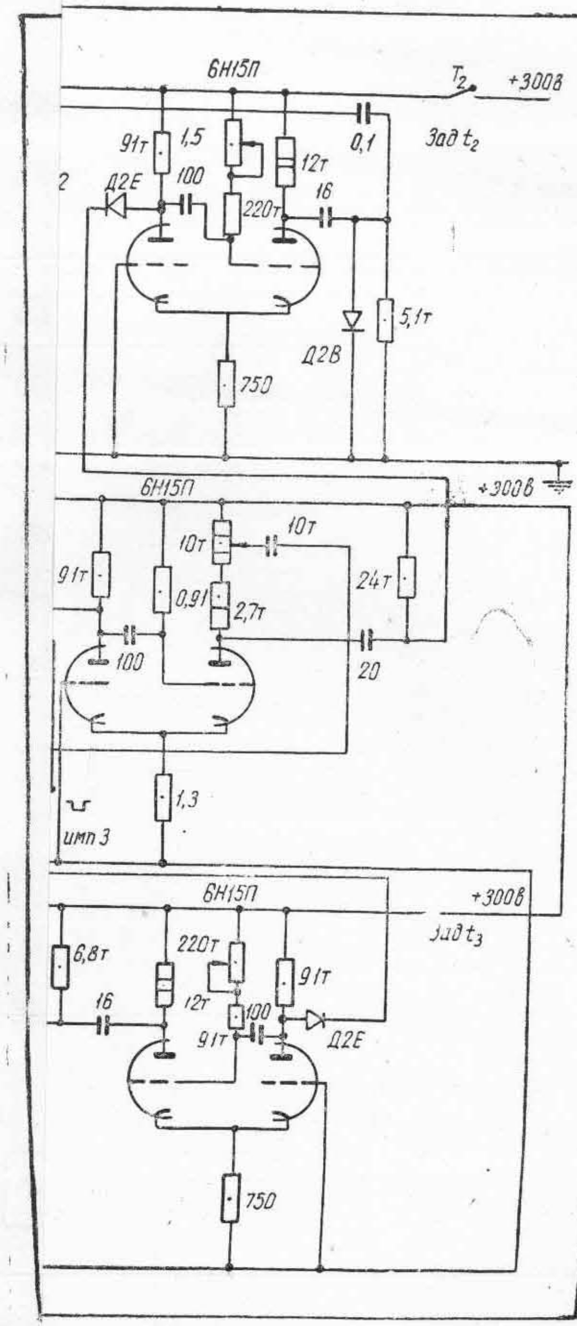
Рис. 2.

одновибратор задержки T_3. С этого одновибратора получается импульс *8*, запускающий задним фронтом одновибратор импульса *2*, который следует на выход или на смеситель в зависимости от положения специального тумблера. Задний фронт импульса *3* запускает одновибратор задержки T_4. Импульс *7*, полученный с одновибратора задержки T_4, пройдя через ключ, задним фронтом запускает одновибратор импульса *3*, и цикл импульсов *2* и *3* повторяется, пока ключ открыт импульсом с одновибратора задержки T_5.

Применение генератора

Основное назначение генератора — получение записи на экране ЭЛТ методом модуляции луча по яркости и считывание записи (получение импульса памяти) изменением фокусировки луча.

Генератор может быть также полезен при исследовании некоторых вопросов работы двухсеточных электровакуумных приборов.



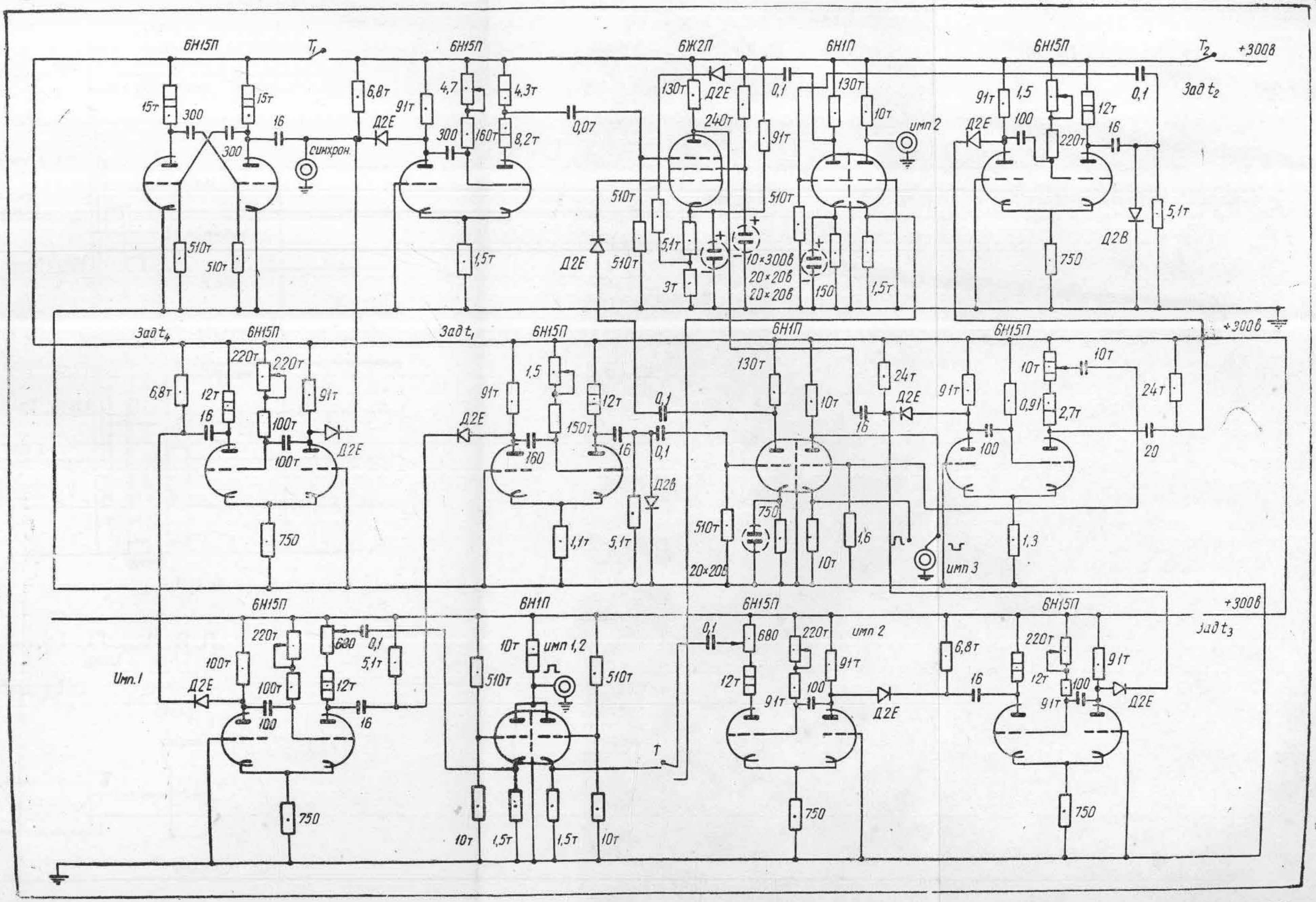

6Н15П
Т1
6Н15П
6Ж2П
6Н1П
6Н15П
Т2
+300в
Зад t2
синхрон.
имп 2
Д2Е
Д2В
10×300в
20×20в
20×20в
Зад t4
6Н15П
Зад t1
6Н15П
6Н1П
6Н15П
+300в
имп 3
6Н15П
6Н1П
имп 1,2
6Н15П
имп 2
6Н15П
+300в
Зад t3
Имп.1
Т

Рис. 1.

фронт им
скает одн
смесител
фронтом
импульс
ним фро
следует

одновиб
импульс
пульса
симости
импульс
получен
задним
импульс
с однов

Осн
экране
записи
луча.

Ген
некотор
прибор

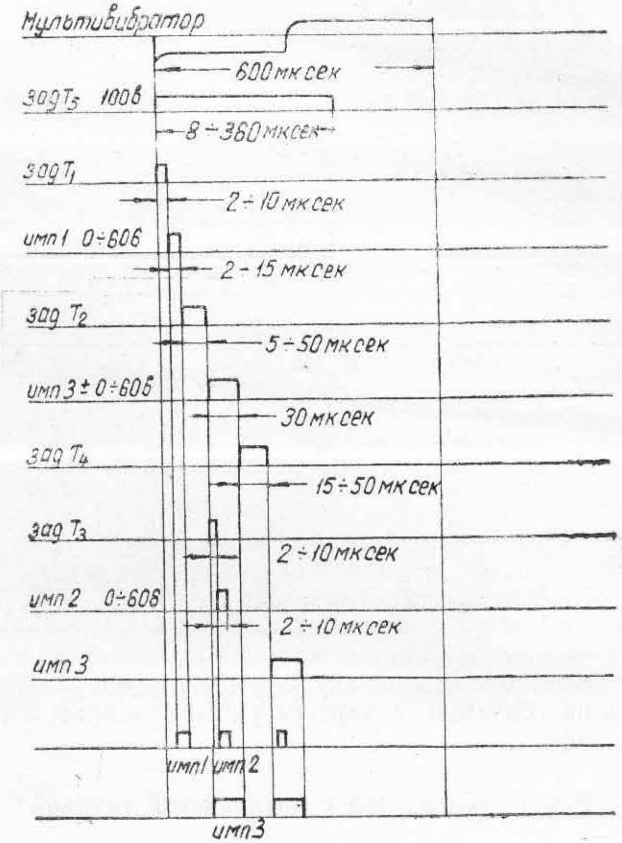


Рис. 3.

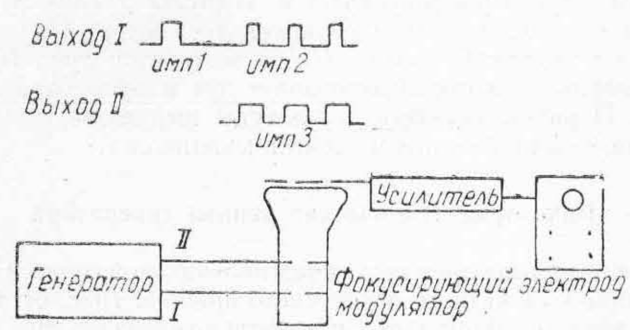


Рис. 4.

Работа генератора с однолучевой трубкой

При работе с однолучевой трубкой включение генератора происходит по следующей схеме. Импульс *1* (рис. 4) с выхода *I* поступает на модулятор ЭЛТ и отпирает луч, который произ-

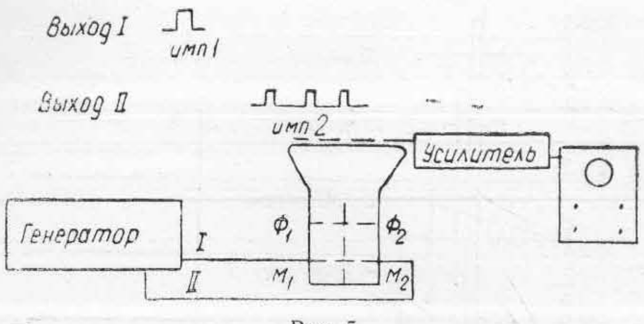


Рис. 5.

водит запись на экране; затем на модулятор с того же выхода следует импульс *2*, а с выхода *II* одновременно импульс *3* на фокусирующий электрод. Луч отпирается и одновременно меняется его фокусировка, за счет чего происходит считывание записи. Считывание записи с экрана ЭЛТ производилось электродом, приложенным к экрану; сигналы с этого электрода подавались на усилитель, и картина рассматривалась на экране осциллографа.

Работа генератора с двухлучевой трубкой

При работе с двухлучевой трубкой генератор включается по следующей схеме. Предварительно один из лучей трубки фокусируется, другой расфокусируется. Импульс *1* (рис. 5) поступает на модулятор луча и отпирает луч, который производит запись на экране. С выхода *III* на модулятор луча *II* поступает импульс *2*, который открывает луч и происходит чтение записи. Порядок величины амплитуды импульсов, снимаемых с экрана, — милливольты и десятки милливольт.

Некоторые технические данные генератора

Генератор выполнен на лампах пальчиковой серии и оформлен в виде компактного переносного прибора (рис. 6). Генератор не имеет стабилизатора и работает устойчиво при колебаниях напряжения сети 220 *в* ± 10%. Потребляемая мощность — 100 *вт.* Габаритные размеры генератора: 250 × 200 × × 180 *мм.*

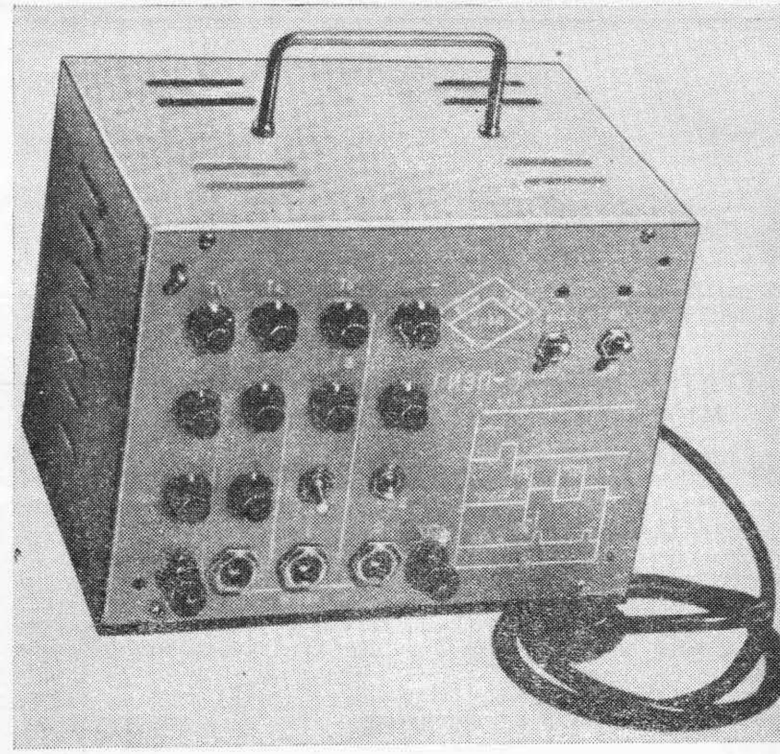


Рис. 6.

ГЕНЕРАТОР ПАРНЫХ ИМПУЛЬСОВ С ИНТЕРВАЛОМ МЕЖДУ ИМПУЛЬСАМИ ОТ 0,1 ДО 1 *мксек*

К. Г. Финогенов, К. И. Щекин, М. Е. Матаcасов

В статье описан генератор парных импульсов с регулируемым интервалом между импульсами от 0,1 до 1 *мксек* через каждые 0,1 *мксек*. Частота следования при внешнем запуске может быть выбрана в промежутке от 100 *гц* до 10 *кгц*. При внутреннем запуске частота следования 5 *кгц*.

Предусмотрена возможность снятия импульсов любой полярности с регулируемой амплитудой от 0 до 100 *в*. Длительность импульсов 0,07 *мксек*.

Введение

Для налаживания электронной аппаратуры, применяемой в ядерной физике, часто необходимо иметь короткие (миллимикросекундные) одиночные или парные импульсы. Существующие генераторы двойных импульсов ГИС-1 и ГИС-2 не обеспечивают интервалов между импульсами менее 0,4 *мксек*, так как импульсы, снимаемые с этих генераторов, имеют длительность порядка 0,2—0,3 *мксек*.

Сконструирован и изготовлен генератор парных импульсов (ГПИ-01), который позволяет получать короткие импульсы с интервалом между ними до 0,1 *мксек*. Этот генератор может успешно использоваться для смещения момента запуска развертки осциллографа относительно времени прихода на вход осциллографа исследуемого импульса для определения разрешаемого времени системы (например, схемы совпадений), формирования импульсов и во всех других случаях, когда необходимо получить одиночные или парные короткие импульсы с фиксированным интервалом между ними.

Описание схемы

Генератор (рис. 1) состоит из двух аналогичных схем, каждая из которых включает в себя блокинг-генератор вместе с

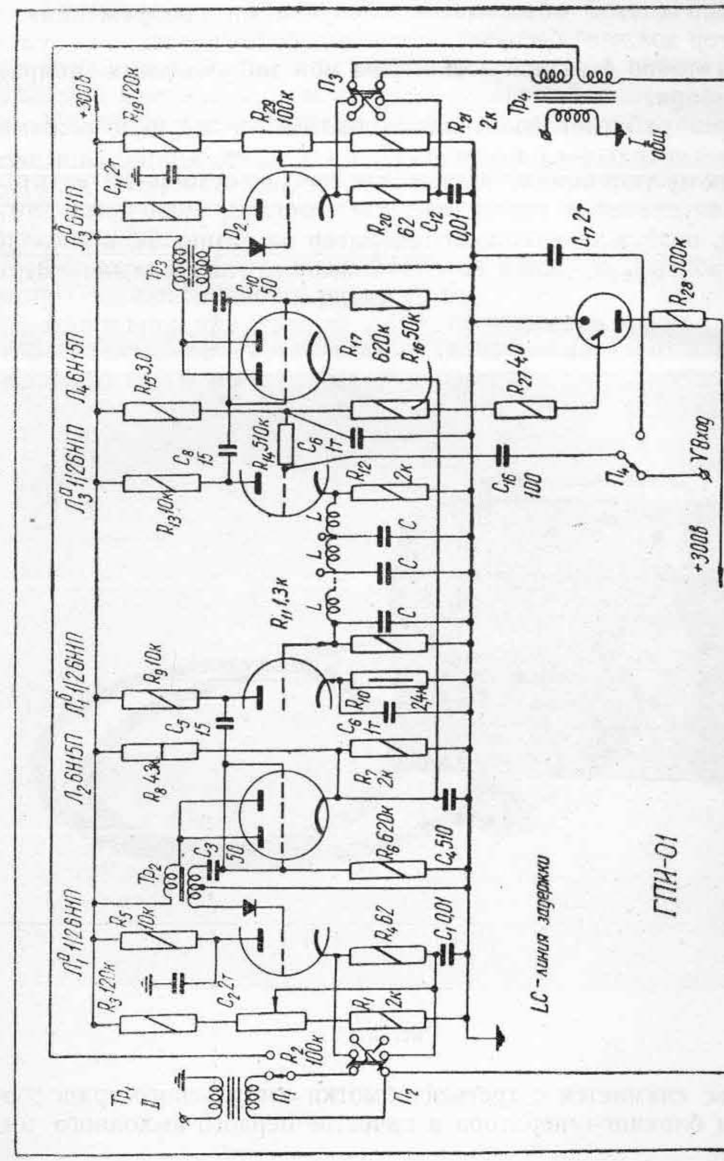


Рис. 1.

запускающим и выходным устройствами, который служит для создания одного импульса, и линии задержки, которая смещает момент запуска одного блокинг-генератора относительно другого.

Выбор схемы объясняется следующими соображениями: генератор должен обеспечить возможно более короткие импульсы достаточно большой амплитуды при минимальных габаритах прибора.

Схема работает следующим образом: в ждущем режиме блокинг-генераторы на лампах $Л_2$ и $Л_4$ заперты благодаря повышенному потенциалу на катодах, осуществляемому делителем. Запускающий положительный импульс, усиленный лампой $Л_3^а$, возбуждает блокинг-генератор на лампе $Л_4$, и последний срабатывает, давая короткий импульс напряжения. Этот

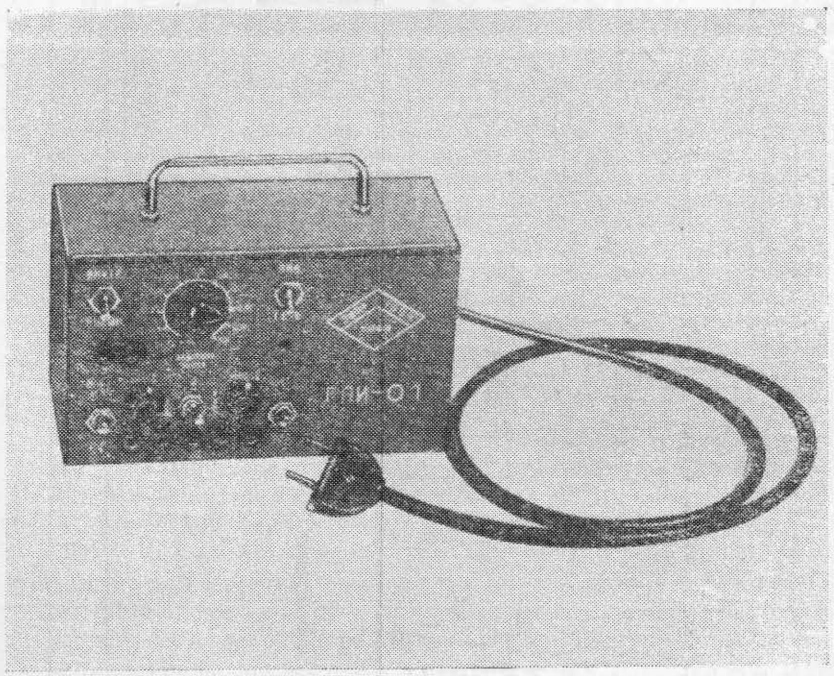


Рис. 2.

импульс снимается с третьей обмотки импульсного трансформатора блокинг-генератора в качестве первого выходного импульса.

Регулировка амплитуды осуществляется дискриминатором на лампе $Л_3$, смена полярности — переключением обмоток выходного трансформатора.

Одновременно запускающий импульс снимается с катодной нагрузки лампы $Л_3^а$ и через линию задержки и усилитель на лампе $Л_1^б$ возбуждает второй блокинг-генератор на лампе $Л_2$, который дает второй, задержанный импульс.

Особенностью выбранной схемы запуска блокинг-генераторов является то, что форма запускающего импульса не влияет на выходной импульс, т. е. запуск производится любым отрицательным импульсом с амплитудой не менее 5 *в*.

Подобная схема запуска позволила применить линию задержки с большим временем нарастания, т. е. малую по размерам со сравнительно большим временем задержки, так как искажение запускающего импульса линией не влияет на выходной импульс.

Питание прибора осуществляется от сети 220 *в*, причем потребляемая мощность равна 40 *вт*.

Благодаря применению ламп пальчиковой серии и малогабаритных деталей размеры прибора удалось уменьшить до $82 \times 160 \times 200$ *мм* при весе 2 *кг* (рис. 2).

СОДЕРЖАНИЕ

Техн. редактор *Р. А. Негримовская.* Корректор *О. А. Сигал.*

Л 43737 от 1/VI-59 г. Объем 3 п. л. Зак. 212. Тир. 500 экз.

Тип. МИФИ, М. Пионерская, 12